

А. В. Кистович, Ю. Д. Чашечкин

ГЕНЕРАЦИЯ ДИССИПАТИВНО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ПРИ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ СРЕДЕ

На основе асимптотического анализа уравнений свободной конвекции над локализованным источником тепла выделен специальный класс волновых движений — диссипативно-гравитационные волны (ДГВ). Приведено стационарное решение в пределе $t \rightarrow \infty$, рассчитаны длина волны и направление распространения, определен характер движения частиц. Проведено сравнение с данными экспериментов, в которых эта форма движения трактовалась как внутренние волны нулевой частоты [1—3].

Структура и свойства свободных конвективных течений над локализованным источником тепла в устойчиво стратифицированной среде широко изучаются как теоретически [4, 5], так и экспериментально [1, 2, 6]. Картина течения, формирующегося при включении теплового источника в первоначально покоящейся среде, существенно зависит от типа стратификации. В температурно-стратифицированной жидкости всплывающая конвективная грибовидная струя аксиально растекается на горизонте нейтральной плавучести [7]. Картина течения над тепловым источником в среде с солевой стратификацией является более сложной и включает кроме собственно плавучей струи систему вихревых ячеек, если мощность источника превышает критическое значение, и систему нестационарных внутренних волн [1, 2, 6, 8].

В качестве иллюстрации на рис. 1 приведена теньевая кинограмма свободного конвективного течения над тепловым нагревательным элементом (вертикальным цилиндром высотой 0,01 м, диаметром 0,008 м, внутри которого помещен омический нагреватель) в среде с постоянным градиентом солёности с масштабом стратификации $\Lambda_S = \left| \frac{1}{\rho_0(z)} \frac{d\rho_0(z)}{dz} \right|^{-1} = 56$ м и периодом плавучести $T_b = 2\pi \sqrt{\Lambda_S/g} = 15$ с ($\rho_0(z) = \rho_0(S_0(z))$ — плотность, $S_0(z)$ — солёность, z — вертикальная ось, g — ускорение свободного падения). Подводимая мощность $P = 1$ Вт, длительность нагрева составляет 30 мин. Выделение энергии происходит равномерно по поверхности цилиндра. Кинограмма получена традиционным теньевым методом вертикальная щель — плоский нож Фуко в фокусе, вариации плотности почернения пропорциональны флуктуациям горизонтальной компоненты коэффициента преломления и плотности, связанных для растворов поваренной соли в воде линейным соотношением [9].

Структура конвективного термоконцентрационного течения не зависит от типа локализованного источника тепла [6]. Основные структурные элементы течения представлены на рис. 2. Выделяемое тепло оказывается сосредоточенным в ограниченной области над источником (область А), которая излучает в окружающую среду регулярную по высоте систему возмущений исходного поля солёности W — ДГВ (или волны нулевой частоты [1, 6]). В некоторых режимах интенсивной конвекции из области

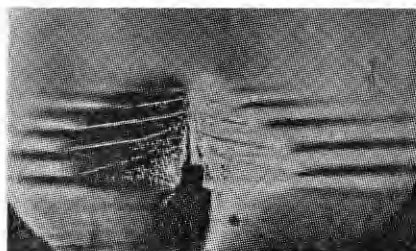


Рис. 1

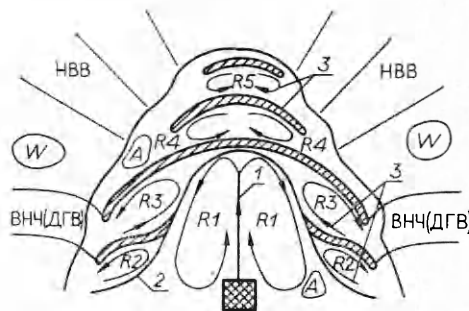


Рис. 2

A в окружающую среду также излучаются обычные нестационарные внутренние волны (НВВ) [3].

Область *A* включает нагретую всплывающую конвективную струю 1, купол погружающейся осолоненной жидкости 2 и систему вихревых конвективных ячеек 3. В первичную струю вовлекается осолоненная жидкость с горизонта нагревателя. Вследствие более быстрого обмена теплом, нежели солью, жидкие частицы, достигнув верхней точки, начинают погружаться и при остывании практически возвращаются на прежний уровень. При этом замыкается первичный вихрь, охватывающий восходящую струю. От внешней оболочки этого вихря, как от вторичного тепловыделяющего элемента, формируется система конвективных ячеек, в которых жидкость подтекает к нагретому куполу и оттекает от него, перенося тепло в менее прогретые области. Существенно то, что граничные области между основным куполом и системой ячеек (и соответственно между ячейками) являются сдвиговыми слоями — скорости жидких частиц имеют противоположное направление по разные стороны слоя с обостренным градиентом плотности (по внутренней поверхности основного купола жидкость стекает вниз, а по внешней, во вторичных ячейках, нагреваясь всплывает вверх). В верхней части конвективных ячеек жидкость течет от центра, а в нижней — к центру области конвекции. В зонах вовлечения внешней жидкости резкая граница оболочки сменяется более диффузной. На рис. 2 стрелками показана картина линий тока.

Основными отличительными признаками течений в области *A* являются высокоградиентные слои — оболочки вихревых течений — как основного вихря *R1*, окружающего всплывающую струю, так и более мелко-масштабных вихрей *R2*, ..., *R5*, формирующих регулярную систему конвективных ячеек. На теневой фотографии рис. 1 высокоградиентным оболочкам отвечают тонкие светлые вытянутые наклонные полосы в левой части конвективного течения и темные в правой части (соответственно дополняющие их темные в левой половине и светлые в правой половине полосы не вполне четко прорабатываются на фото вследствие ограниченности динамического диапазона как самого теневого метода, так и регистрирующей фотопленки). Ширина контрастной ограничивающей прослойки примерно отвечает половине истинной толщины высокоградиентной оболочки.

Собственно конвективные ячейки оконтурены резкой наклонной верхней оболочкой и более диффузной горизонтальной нижней. Более нагретая и осолоненная жидкость в верхней части основного вихря *R1* и вторичных вихрей *R2*, ..., *R5* неустойчива по отношению к мелкомасштабным возмущениям и образует тонкие вытянутые по вертикали струйки — «солевые пальцы» [1, 3]. На рис. 1 «солевые пальцы» заполняют пространство между всплывающей струей и куполом и прослеживаются внутри конвективных ячеек в области, примыкающей к основному вихревому ядру течения.

Системе ДГВ соответствуют темные и светлые диффузные полосы, исходящие от области конвекции в окружающую среду. Плотность почернения вдоль фазовых поверхностей убывает с увеличением расстояния. Каждая волна связана с соответствующей ячейкой. Вертикальный межволновой масштаб определяется высотой порождающей ячейки, угол наклона фазовых поверхностей ДГВ к горизонтали максимален в зоне порождения на границе ячейки и убывает с увеличением расстояния. Картина течения эволюционирует по мере прогрева. В данном режиме над струей формируются новые ячейки (вихрь *R5* по схеме рис. 2). Новая волна начинает устойчиво регистрироваться с появлением высокоградиентной складки, свидетельствующей о замыкании вихревого движения внутри ячейки. Медленные течения в прогретой области *A*, которой отвечает общий светлый фон в правой и затемненный в левой части рис. 1, не излучают ДГВ.

Картина образующегося течения описывается системой полных нелинейных уравнений термогидродинамики. Ввиду сложности их анализа

обычно исследуют линеаризованные уравнения, описывающие течения вне области A [10, 11]. В данном конкретном случае такой подход позволяет выявить и описать свойства ДГВ, которые регистрируются вне области конвекции во всех режимах ячеистого течения [1, 6].

1. Постановка задачи. Полная система уравнений термоконвекционной конвекции в жидкости с устойчивыми исходными солевой и температурной стратификациями имеет вид [12, с. 95]

$$(1.1) \quad \rho(\partial \mathbf{u} / \partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}) = -\nabla p + \nu \rho \Delta \mathbf{u} + \frac{\nu \rho}{3} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \rho_0(\beta S' - \alpha T') \mathbf{g},$$

$$\partial S / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{u} S) = k_S \Delta S, \quad \partial T / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{u} T) = \chi \Delta T + Q(R; t),$$

$$\partial \rho / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{u} \rho) = -\alpha \rho_0 Q(R; t), \quad \rho = \rho_0(1 + \beta S - \alpha T),$$

$$S = S_0(z) + S', \quad T = T_0(z) + T',$$

$$S_0(z) = S_0 \left(1 - \frac{z}{\beta S_0 \Lambda_S} \right), \quad T_0(z) = T_0 \left(1 + \frac{z}{\alpha T_0 \Lambda_T} \right).$$

Здесь \mathbf{u} — скорость среды; p — давление за вычетом гидростатического давления; $S, S_0(z), S'$ — полная, стратифицирующая и добавочная солености; $T, T_0(z), T'$ — полная, стратифицирующая и избыточная температуры; S_0, T_0 — соленость и температура на уровне $z = 0$; ρ — плотность среды; ρ_0 — плотность чистой жидкости; $\alpha, \beta, \chi, \nu, k_S$ — коэффициенты солевого и температурного расширения, температуропроводности, кинематической вязкости, диффузии соли; Λ_S, Λ_T — масштабы солевой и температурной стратификаций; $Q(R; t)$ — функция, задающая тепловой источник; \mathbf{g} — вектор силы тяжести, направленный против оси z . Используется линеаризованная форма уравнения состояния $\rho(T, S)$, сжимаемостью среды пренебрегается [12]. Система (1.1) определена полностью, количество неизвестных $(\mathbf{u}, \rho, T, S, p)$ равно числу уравнений.

Цель анализа — выявление ДГВ и определение их основных характеристик. Как уже упоминалось во введении, система ДГВ существует вне области конвекции, каждая волна порождается собственной конвективной ячейкой, ДГВ не взаимодействуют друг с другом. Это дает возможность изучать свойства только одной волны, порождаемой высокоградиентной оболочкой, проводя линеаризацию и используя приближение Буссинеска, что позволяет свести (1.1) к системе

$$(1.2) \quad \partial \mathbf{u} / \partial t = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p + \nu \Delta \mathbf{u} + (\beta S' - \alpha T') \mathbf{g},$$

$$\partial S' / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{u} S_0(z)) = k_S \Delta S', \quad \partial T' / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{u} T_0(z)) = \chi \Delta T' + Q \frac{\delta(z) \delta(r)}{2\pi r} \theta(t),$$

$$\partial(\beta S' - \alpha T') / \partial t + \nabla \cdot (\mathbf{u}(1 + \beta S_0(z) - \alpha T_0(z))) = -\alpha Q \frac{\delta(z) \delta(r)}{2\pi r} \theta(t),$$

где $Q = P/(c_p \rho_0)$.

В записи системы (1.2) подразумевается, что внешняя граница высокоградиентной оболочки ячейки рассматривается как вторичный тепловой источник постоянной мощности P , включающийся в начальный момент времени $t = 0$. При этом отсчет в системе координат (r, z) (r — горизонтальная, z — вертикальная) ведется от этого вторичного источника. Следует заметить, что в (1.2) (как и в (1.1)) не используется условие $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$, так как в случае чисто соленоидального поля скоростей из последних трех уравнений системы (1.2) (и соответствующих уравнений (1.1)) следовало бы $\Delta(\beta k_S S' - \alpha \chi T') = 0$. Из этого соотношения с учетом того, что на бесконечности поля возмущений S' и T' обращаются в нуль, вытекает $\beta k_S S' = \alpha \chi T'$, что противоречит экспериментальным результатам.

Поле скоростей, которое является аксиально-симметричным, допускает представление в виде [13]

$$\mathbf{u} = \mathbf{v} + \mathbf{w}, \quad \mathbf{v} = -\nabla h, \quad w_r = -\partial \Phi / \partial r, \quad w_z = -\partial \Psi / \partial z,$$

$$\Delta_r \Phi + \partial^2 \Psi / \partial z^2 = 0, \quad \Delta_r = r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

Здесь w_r, w_z — радиальная и вертикальная компоненты соленоидальной части скорости; h, Φ, Ψ — неизвестные функции координат и времени.

Компоненты полного вектора скорости запишем как

$$(1.3) \quad u_r = -\partial h / \partial r - \frac{\partial^2 f}{\partial r \partial z}, \quad u_z = -\partial h / \partial z + \Delta_r f, \quad f = \int_0^z \Phi(r, \zeta, t) d\zeta,$$

при этом неизвестная функция f связана с общепринятой функцией тока соотношением $\psi = r \partial f / \partial r$. Подстановка (1.3) в (1.2) позволяет свести исходную систему к уравнениям

$$(1.4) \quad (\partial / \partial t - \chi \Delta) (\partial / \partial t - k_S \Delta) (\partial / \partial t - \nu \Delta) \Delta f - k_S D^2 \Delta \Delta_r f + N^2 \frac{\partial}{\partial t} \Delta_r f = \\ = Q (\partial / \partial t - k_S \Delta) \delta(R) \theta(t), \\ h = \frac{\chi \nu N^2}{g D^2} \Delta \Delta f + \frac{(1 - \chi / k_S) Q}{4\pi \Lambda_S D^2 R} \theta(t),$$

$$D^2 = g \left(\frac{\chi}{k_S \Lambda_S} + \frac{1}{\Lambda_T} \right), \quad N^2 = g \left(\frac{1}{\Lambda_S} + \frac{1}{\Lambda_T} \right), \quad Q = g \frac{\alpha P}{c_p \rho_0}, \quad \delta(R) = \frac{\delta(z) \delta(r)}{2\pi r}.$$

Применяя к (1.4) преобразование Фурье — Бесселя

$$F(k_r, k_z, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} f(r, z, t) \exp(ik_z z - i\omega t) dt dz \right\} r J_0(k_r r) dr$$

(J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка), находя изображение функции $f(r, z, t)$ и применяя обратное преобразование, получим интегральное представление для $f(r, z, t)$:

$$(1.5) \quad f(r, z, t) = \\ = -\frac{Q}{(2\pi)^3} \int_0^{+\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{(i\omega + k_S k^2) \left(\pi \delta(\omega) + i \text{Vp} \frac{1}{\omega} \right) \exp(i\omega t - ik_z z) d\omega dk_z}{k^2 (i\omega + \chi k^2) (i\omega + k_S k^2) (i\omega + \nu k^2) + k_S D^2 k^2 k_r^2 + i\omega N^2 k_r^2} \right\} \times \\ \times k_r J_0(k_r r) dk_r.$$

Здесь $k^2 = k_r^2 + k_z^2$; $\text{Vp} \frac{1}{\omega}$ — функция в смысле главного значения, свойства которой определяются соотношением

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(\omega) \text{Vp} \frac{1}{\omega} d\omega = \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} \left(\int_{-\infty}^{-\varepsilon} \frac{\varphi(\omega)}{\omega} d\omega + \int_{\varepsilon}^{+\infty} \frac{\varphi(\omega)}{\omega} d\omega \right).$$

Представление (1.5) распадается на две части:

$$(1.6a) \quad f_{ст} = -\frac{Q}{(2\pi)^2} \int_0^{+\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-ik_z z) dk_z}{\nu \nu k^6 + N^2 k_r^2} \right\} k_r J_0(k_r r) dk_r;$$

(1.6б)

$$f_{нст} = -\frac{Q}{(2\pi)^2} \int_0^{+\infty} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} [F_1(k_r, k_z) \exp(-a_1 t) + F_2(k_r, k_z) \exp(-a_2 t) + \\ + F_3(k_r, k_z) \exp(-a_3 t)] \exp(-ik_z z) dk_z \right\} k_r J_0(k_r r) dk_r \\ (a_i = a_i(k_r, k_z), \text{Re} a_i > 0).$$

Громоздкий явный вид функций $F_i(k_r, k_z)$ и $a_i(k_r, k_z)$ здесь не приводится. Первая часть не зависит от времени и описывает ДГВ, а вторая часть, зависящая от времени, описывает как переходный процесс образования ДГВ

(конечно, с учетом (1.6 а)), так и структуру возникающих нестационарных течений.

В начальные моменты времени в фиксированной точке пространства на конечном расстоянии от источника присутствует как стационарное, так и нестационарное течение. По прошествии определенного промежутка времени колебания, описываемые (1.6б), затухают и течение описывается только соотношением (1.6а).

2. Структура ДГВ. Для нахождения поля скоростей ДГВ исследуется асимптотическое поведение $f_{с\tau}$ на больших расстояниях от источника тепла вдоль выделенного направления, которое характеризуется величиной γ (тангенсом угла к горизонтали) и R (расстоянием от источника).

Метод перевала [14] и представление (1.3) дают оценки радиальной и вертикальной компонент скорости \mathbf{u} при $R \gg (2\nu\chi/D^2)^{1/4}$:

$$(2.1) \quad \begin{aligned} u_r &\sim U(\gamma, R) \sin \left\{ \left(\frac{D^2(1+\gamma^2)}{4\nu\chi} \right)^{1/4} R - \pi/4 \right\}, \\ u_z &\sim -\gamma U(\gamma, R) \cos \left\{ \left(\frac{D^2(1+\gamma^2)}{4\nu\chi} \right)^{1/4} R - \pi/4 \right\}, \\ U(\gamma, R) &= \frac{\gamma Q}{8\pi D(\nu\chi)^{1/2} R} \exp \left\{ - \left(\frac{D^2(1+\gamma^2)}{4\nu\chi} \right)^{1/4} R \right\}. \end{aligned}$$

ДГВ, порождаемые потенциальной частью скорости, описываются только первым членом для h в выражении (1.4). Вычисленное громоздкое выражение не приводится, поскольку отношение потенциальной и соленоидальной частей скорости ДГВ пропорционально $\frac{\chi\nu N^2}{gD^2} \left(\frac{D^2}{4\nu\chi} \right)^{3/4} \ll 1$ в области асимптотики, и вкладом функции h можно пренебречь.

Соотношения (2.1) описывают волны, поле скоростей которых не зависит от времени. Из (2.1) следует, что природа этих волн определяется совместным действием диссипативных процессов (что подтверждается наличием коэффициентов χ, ν, k_s в представлении поля скоростей) и сил плавучести (коэффициенты D^2, N^2). По этой причине более адекватно называть эти волны не волнами пулевой частоты [1–3], а ДГВ, что точнее отражает их природу. Из (2.1) также видно, что ДГВ характеризуется длиной волны

$$(2.2) \quad \lambda = 2\pi \left(\frac{4\nu\chi}{D^2(1+\gamma^2)} \right)^{1/4},$$

а вектор потока плотности энергии $\mathbf{q} = \rho\mathbf{u}(u^2/2 + c_V T' + p/\rho)$ достигает наибольшего абсолютного значения при γ , близких к нулю, что определяет почти горизонтальное распространение этих волн на больших расстояниях от источника.

Представляет интерес исследование траекторий частиц, участвующих в диссипативно-гравитационных колебаниях. Согласно [15], запишем уравнения динамики жидкой среды, используя соотношения (2.1):

$$(2.3) \quad \begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{\gamma A}{\sqrt{r^2 + z^2}} \exp \{ -B\sqrt{r^2 + z^2} \} \sin (-B\sqrt{r^2 + z^2} - \pi/4 - \omega t), \\ \frac{dz}{dt} &= -\frac{\gamma^2 A}{\sqrt{r^2 + z^2}} \exp \{ -B\sqrt{r^2 + z^2} \} \cos (-B\sqrt{r^2 + z^2} - \pi/4 - \omega t). \end{aligned}$$

Здесь $A = \frac{Q}{8\pi D(\nu\chi)^{1/2}}$; $B = \left(\frac{D^2(1+\gamma^2)}{4\nu\chi} \right)^{1/4}$ и произведена подстановка $R^2 = r^2 + z^2$. Интегрирование (2.3) проводится на основе разложения r и z в степенные ряды по параметру γ :

$$(2.4) \quad \begin{aligned} r &= r_0(t) + \gamma^{1/2} r_1(t) + \gamma r_2(t) + \dots, \\ z &= z_0(t) + \gamma^{3/2} z_1(t) + \gamma^3 z_2(t) + \dots \end{aligned}$$

Подстановка (2.4) в (2.3), нахождение членов нулевого порядка и первых поправок приводят к результату

$$(2.5) \quad r_0(t) = \alpha, \quad z_0(t) = \beta,$$

$$r_1(i) = \frac{A}{\omega \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2}} \exp \{ -B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} \} \cos(-B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} - \pi/4 - \omega t) + C_1,$$

$$z_1(t) = \frac{A}{\omega \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2}} \exp \{ -B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} \} \sin(-B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} - \pi/4 - \omega t) + C_2,$$

где α , β , C_1 , C_2 — постоянные.

Постоянные C_1 и C_2 определяются так, чтобы α и β были координатами Лагранжа движущейся частицы жидкости. В итоге получаются приближенные уравнения траекторий:

$$(2.6) \quad r = \alpha + \frac{A\gamma^{1/2}}{\omega \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2}} \exp \{ -B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} \} [\cos(-B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} - \pi/4 - \omega t) - \cos(-B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} - \pi/4)],$$

$$z = \beta + \frac{A\gamma^{3/2}}{\omega \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2}} \exp \{ -B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} \} [\sin(-B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} - \pi/4 - \omega t) - \sin(-B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} - \pi/4)].$$

Переходя к пределу при $\omega \rightarrow 0$ в соотношениях (2.6) и одновременно комбинируя выражения для r и z , имеем уравнение эллипса $\gamma^2(r - \alpha)^2 + (z - \beta)^2 \sim [A^2 \gamma^3 / (\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2)] \exp \{ -2B \sqrt{\alpha^2 + \gamma^2 \beta^2} \}$, у которого отношение вертикальной полуоси к горизонтальной равно γ .

Как видно из проведенного анализа, теоретические и экспериментальные результаты (см. рис. 1) согласуются друг с другом. Для более детального количественного сравнения экспериментальных и теоретических результатов необходимо провести измерения вертикального и горизонтального градиентов плотности и поля скоростей течения в области ДГВ, что требует проведения дополнительных опытов.

Соотношения (1.1) — (1.4) определяют величину избыточной плотности в виде $\rho' = \rho_0(\beta S' - \alpha T') = (v/g)\Delta\Delta f$. В области распространения ДГВ отношение вертикального и горизонтального градиентов избыточной плотности пропорционально $1/\gamma$, что указывает на существование высокоградиентных границ, расположенных почти горизонтально, как это и видно на рис. 1.

Представляет также интерес вопрос устойчивости ДГВ по отношению к возмущениям распределения плотности (исходной стратификации). В реальных средах $v \gg \chi \gg k_S$. Если при этом выполняется условие $\chi \Lambda_T \gg k_S \Lambda_S$ (что имеет место в широком классе физических ситуаций), то величина λ мало меняется при небольших и даже существенных изменениях Λ_T . Так как $\chi \gg k_S$, то условие $\chi \Lambda_T \gg k_S \Lambda_S$ может выполняться и тогда, когда масштаб температурной стратификации существенно меньше масштаба солевой стратификации. На основании (2.2) это означает устойчивость ДГВ по отношению к локальным изменениям температурных градиентов в среде.

В реальных физических ситуациях при мощностях теплового источника, больших критической, в области вблизи источника тепла присутствует (как уже упоминалось) конвективное движение среды, в результате чего структура течения не может быть описана уравнениями (1.4). В то же время область конвекции ограничена и вне ее пределов применимы решения линеаризованной задачи, как рассматривалось в [11] и экспериментально наблюдалось в [1, 2, 6]. При докритических режимах течения,

т. е. когда мощность теплового источника меньше критической [2], решения уравнений (1.4) применимы во всем пространстве.

Как следует из теоретической модели и из наблюдений, ДГВ являются существенным элементом картины конвективного течения стратифицированных сред. Они искажают исходное распределение плотности на больших расстояниях от источника и переносят энергию, импульс, момент силы. Рассчитанная картина ДГВ качественно согласуется с наблюдаемой в экспериментах по термоконцентрационной конвекции в жидкостях с устойчивым градиентом солености.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тупицын В. С., Чашечкин Ю. Д. Свободная конвекция над точечным источником тепла в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1981.— № 2.
2. Чашечкин Ю. Д., Беляев В. С. Режимы свободной термоконцентрационной конвекции над точечным источником тепла // ДАН СССР.— 1982.— Т. 267, вып. 3.
3. Чашечкин Ю. Д., Тупицын В. С. Структура свободного конвективного течения над точечным источником тепла в стратифицированной жидкости // ДАН СССР.— 1979.— Т. 248.— № 5.
4. Morton B. R., Taylor G. I., Turner J. S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // Proc. Roy. Soc. Ser. A.— 1956.— V. 234, N 1196.
5. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях.— М.: Мир, 1977.
6. Беляев В. С., Чашечкин Ю. Д. Режимы свободной термоконцентрационной конвекции над локализованным источником тепла // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1989.— № 2.
7. Morton B. R. Buoyant plumes in a moist atmosphere // J. Fluid Mech.— 1957.— V. 2, pt 2.
8. Tsinober A. B., Yahalom Y., Shlien D. J. A point source of heat in a stable salinity gradient // J. Fluid Mech.— 1983.— V. 135.— P. 199.
9. Mowbray D. E. The use of shlieren and shadowgraph techniques in the study of flow patterns in density stratified liquids // J. Fluid Mech.— 1967.— V. 27, pt 2.
10. Нетреба С. Н. Реакция стратифицированных вращающихся сред на локальные тепловые воздействия // ПММ.— 1986.— Т. 50.— № 5.
11. Кабанов А. С., Нетреба С. Н. Свободная конвекция от точечного источника тепла в устойчиво стратифицированной среде // ПММ.— 1982.— Т. 46, вып. 1.
12. Океанология. Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана.— М.: Наука, 1978.
13. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости.— М.: Мир, 1973.
14. Олвер Ф. Введение в асимптотические методы и специальные функции.— М.: Наука, 1978.
15. Сретенский Л. П. Теория волновых движений жидкости.— М.: Наука, 1977.
г. Москва

Поступила 19/1 1988 г.,
в окончательном варианте — 5/1 1990 г.

УДК 532.59

И. В. Стурова

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛИ НАД ПОДВОДНЫМ ПОРОГОМ И ПОГРУЖЕННОЙ ПЛАСТИНОЙ

Данная работа продолжает исследования в линейной постановке дифракции волн донными неровностями с зонами тени, начатое в [1]. Рассматривается подводный порог прямоугольной формы с крышкой и жестко закрепленная горизонтальная пластина (рис. 1). Рассеяние волн на обычном прямоугольном пороге (без крышки) подробно изучено теоретически в [2—5] и экспериментально в [6]. В [5] предполагается, что вне порога жидкость бесконечно глубокая. Рассеяние волн горизонтальной пластиной, лежащей на свободной поверхности, исследовано в [3, 7].

1. Распространение волн над порогом происходит в слое идеальной несжимаемой жидкости глубины H_1 , на дне которой помещено прямоугольное препятствие с крышкой, представляющей собой бесконечно тонкую жесткую горизонтальную пластину (рис. 1, а). Эта пластина находится на глубине H_2 от свободной поверхности. Длина пластины L может быть больше основания порога AB , так что слева и справа от него существуют каверны длиной l_1 и l_2 соответственно. Система координат